Notes du Cours d'Optique

Prof. Patrizia Vignolo
Nicolas Mercadier

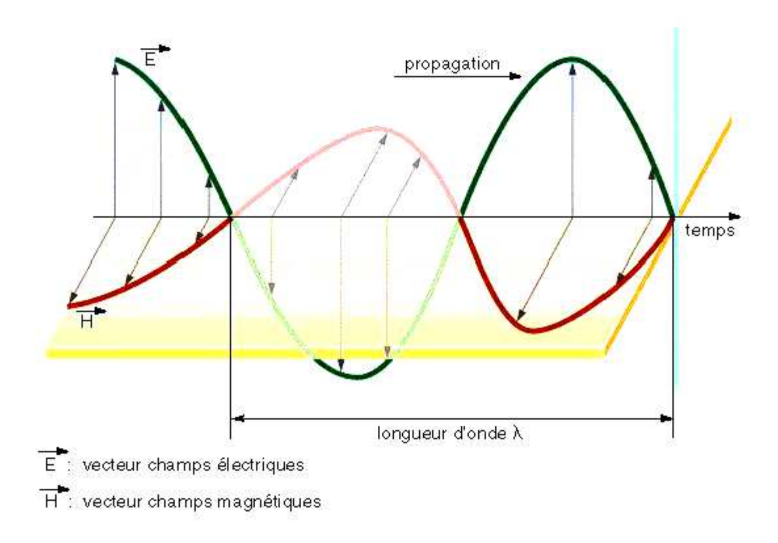
Sommaire :

Cours N° 1 : Les fondements de l'optique géométrique

1 Introduction

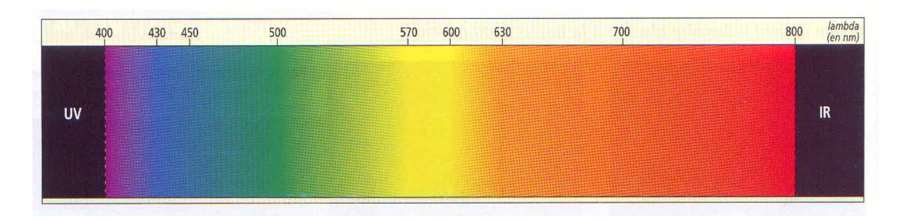
L'*Optique* est la partie de la physique qui étudie les propriétés de la lumière.

La lumière *naturelle* est une superposition d'*ondes électromagnetiques* de *longeurs d'ondes* λ différentes.



Une lumière *monochromatique* est une lumière composée d'une seule longueur d'onde.

La lumière *visible* correspond à des longeurs d'ondes comprises entre 400 nm (violet) et 800 nm (rouge) environ :



Dans l'étude de la lumière rencontrant des objets macrosopiques, la petitesse de la longeur d'onde λ vis à vis des grandeurs des objets qu'elle rencontre a permis d'élaborer une théorie géométrique de la propagation des ondes lumineuses : l'*optique géométrique*.

2 Les principes de l'optique géométrique

2.1 Existence des rayons lumineux

On appelle *rayon lumineux*, toute courbe suivant laquelle se propage la lumière. En optique géométrique on suppose que les rayons lumineux sont indépendants les uns des autres.

2.2 Définition de l'indice d'un milieu

L'indice $n_j(\lambda)$ d'un milieu j est égal au rapport de la vitesse de la lumière c dans le vide et de la vitesse de la lumière v_j dans le milieu j :

$$n_j = \frac{c}{v_j}.$$

n_j est toujours ≥ 1, c'est-à-dire, $v_j \leq c$.

`Quelques exemples :`

liquide	indice de réfraction
verre	1.511 à 1.535
benzéne	1.501
alcool éthylique	1.361
glycérine	1.473
eau	1.333

Chemin optique

Supposons qu'un rayon lumineux parcoure en ligne droite le segment AB, de longueur l_{AB}, qui sépare deux point A et B d'un milieu homogène et isotrope d'indice n. On appelle *chemin optique* entre A et B la quantité

$$L_{AB} = nl_{AB}.$$

Chemin optique élémentaire

Entre deux points voisins séparés de ds, le chemin optique élémentaire est défini par d$L = n$ds. A partir du chemin optique élémentaire on peut définir le chemin optique pour une courbe quelconque

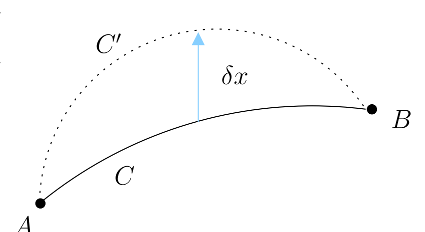
$$L(AB) = \int_{AB} n\mathrm{d}s.$$

Chemin optique stationnaire

Considérons une trajectoire C' obtenue en déformant C par un deplacement élémentaire δx, en chaque point x de C, sauf en A et B ($\delta A = 0$ et $\delta B = 0$). Le chemin optique L calculé le long de C est *stationnaire* si

$$\lim_{\delta x \to 0} \frac{L'(C') - L(C)}{\delta x} = 0,$$

c'est-à-dire si $\frac{dL}{dx} = 0$.



2.3 Le principe de Fermat

Entre deux points A et B reliés par un rayon lumineux, le chemin optique le long du trajet suivi par la lumière est stationnaire.

Conséquence 1 :

Dans un milieu homogène, transparent et isotrope, les rayons lumineux sont des *lignes droites.*

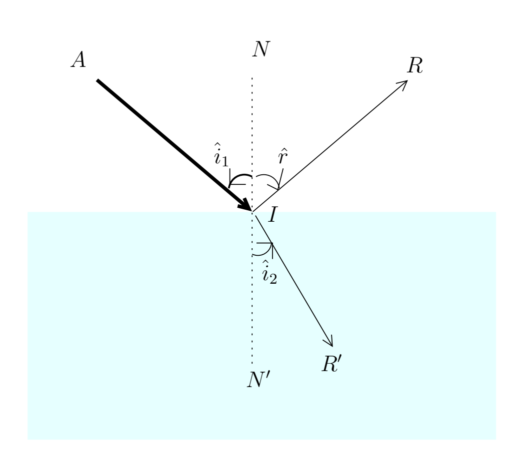
Conséquence 2 :

Les lois de Snell-Descartes

3 Lois de Snell-Descartes

A la surface de séparation de deux milieux, les rayons lumineux obéissent aux lois de Snell-Descartes.

Considérons un rayon lumineux AI incident arrivant sur la surface de séparation de deux milieux. On appelle *plan d'incidence*, le plan défini par le rayon incident AI et la normale IN. Au rayon lumineux incident, il correspond un rayon réfléchi IR (dans le premier milieu) et un rayon réfracté IR' (dans le second milieu).



- Le rayon réfléchi et le rayon réfracté sont dans le plan d'incidence.
- L'angle de réflexion $\hat{r}$ est égal en module à l'angle d'incidence $\hat{i}_1$ et de signe opposé.
- Pour deux milieux donnés et une lumière de longueur d'onde donnée λ, le rapport

$$\frac{\sin \hat{i}_1}{\sin \hat{i}_2} = \frac{n_2(\lambda)}{n_1(\lambda)}$$

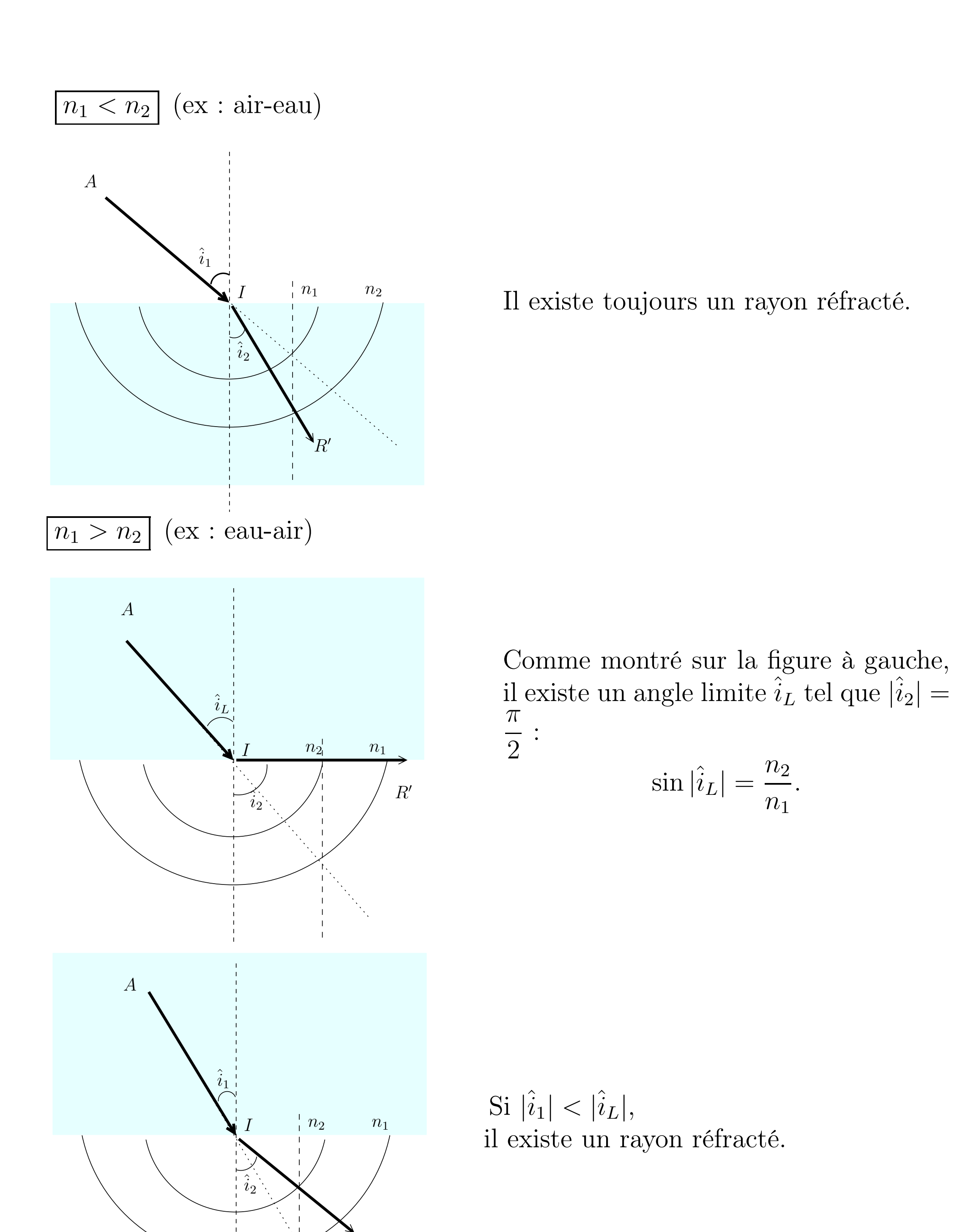
est constant, n_1 et n_2 étant les indices des deux milieux.

3.1 Compléments à la loi de Snell-Descartes

Construction de Huygens

Pour construire le rayon réfléchi et le rayon réfracté à l'interface entre deux milieux d'indices n_1 et n_2 (le rayon incident se propageant dans le milieu d'indice n_1), on procède de la façon suivante :

1. Le rayon réfléchi est le rayon symétrique du rayon incident par rapport à la normale au point d'incidence.
2. Pour le rayon réfracté on doit envisager deux cas.



$\boxed{n_1 < n_2}$ (ex : air-eau)

Il existe toujours un rayon réfracté.

$\boxed{n_1 > n_2}$ (ex : eau-air)

Comme montré sur la figure à gauche, il existe un angle limite $\hat{i}_L$ tel que $|\hat{i}_2| = \dfrac{\pi}{2}$:

$$\sin|\hat{i}_L| = \frac{n_2}{n_1}.$$

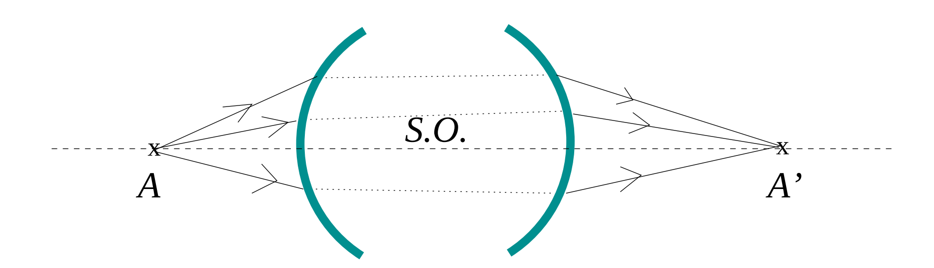
Si $|\hat{i}_1| < |\hat{i}_L|$, il existe un rayon réfracté.

Si $|\hat{i}_1| > |\hat{i}_L|$, il n'existe pas de rayon réfracté. On parle de *réflexion totale interne* : la lumière est totalement réflechie à la surface de séparation des deux milieux.

Cours N° 2 : Imagerie. Exemple des dioptres et des miroirs

1 L'image d'un point

Définition d'un système optique



Un système optique est une succession de milieux transparents et homogènes séparés par des dioptres ou des miroirs. Un dioptre est une surface qui sépare deux milieux d'indices différents. Un miroir est une surface réfléchissante.

Image d'un point
Lorsque les rayons issus d'un point objet A émergent d'un système optique en convergeant vers un point A', on dit que A' est l'image de A, ou que A et A' sont des points conjugués pour l'instrument, ou que le système optique est *stigmatique* pour le couple de points AA'.

Si c'est le prolongement des rayons issus du point objet conjugué qui convergent au point image on dit que l'image est *virtuelle*. Pareillement on dit qu'un objet est virtuel s'il est au prolongement des rayons incidents (s'il est placé au delà de la face d'entrée du système optique).

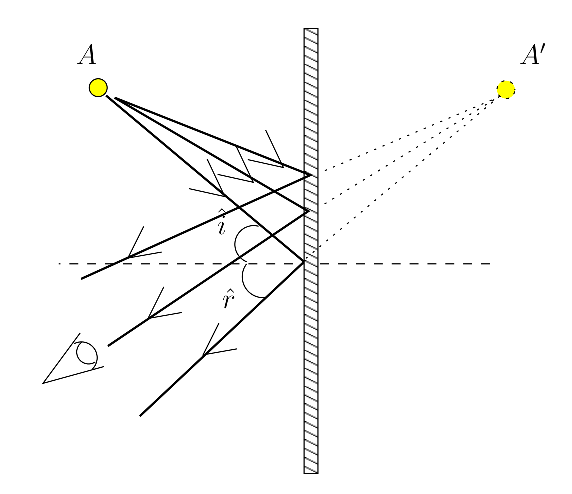
1.1 Le stigmatisme rigoureux

Un système optique est dit rigoureusement stigmatique pour un couple de points A et A' si tout rayon passant par A passe par A' après avoir traversé le système optique.

1.2 Exemple d'instrument rigoureusement stigmatique : le miroir plan

Un miroir plan est une surface plane réfléchissante. Il s'agit d'un instrument optique qui vérifie le stigmatisme rigoureux *pour tout point objet*.

Soient A un point lumineux et O un observateur situés du même côté du miroir. Alors A' est l'image de A, observable pour tout observateur O si tous les rayons réfléchis par le miroir issue de A semblent provenir du point A'.



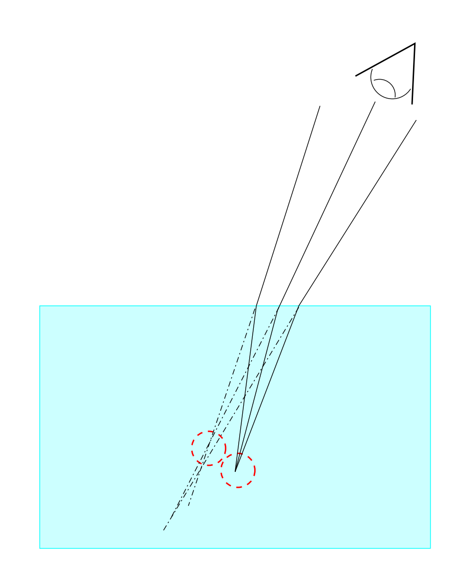
Remarque 1 : L'image A' est le point symétrique du point A par rapport au plan du miroir. Il s'agit d'une image virtuelle.

Remarque 2 : C'est le seul instrument rigoureusement stigmatique en tout point.

1.3 Le dioptre plan

Une des conséquences des lois de Snell-Descartes est que le dioptre plan est un système non-stigmatique. Un dioptre plan est une surface plane qui sépare deux milieux d'indices différents.

Il peut arriver que la lumière issue d'un point placé dans un aquarium, par exemple, donne des rayons réfractés dans l'air qui ne possédent pas d'intersection. Dans ce cas le point image n'existe pas. Mais le faisceau de lumière issu du point objet peut être suffisamment étroit pour que la tache sur la rétine apparaisse comme un point. Dans ce cas on voit le point image. On est alors dans un cas de stigmatisme approché.



2 Approximation de Gauss

Quelques définitions :

- Un système optique est *centré* s'il possède une symétrie de révolution autour d'un axe ;
- cet axe est appelé *axe optique*.
- Un rayon lumineux est *paraxial* s'il est incliné faiblement sur l'axe optique ($\sin\hat{\imath} \simeq \hat{\imath}$), et s'il frappe le système à une distance h faible devant son rayon de courbure.

L'*approximation de Gauss* consiste en l'étude des systèmes centrés, limitée aux rayons paraxiaux. Il s'agit de l'approximation linéaire de l'optique géométrique : $\sin\hat{\imath} \simeq \hat{\imath}$.

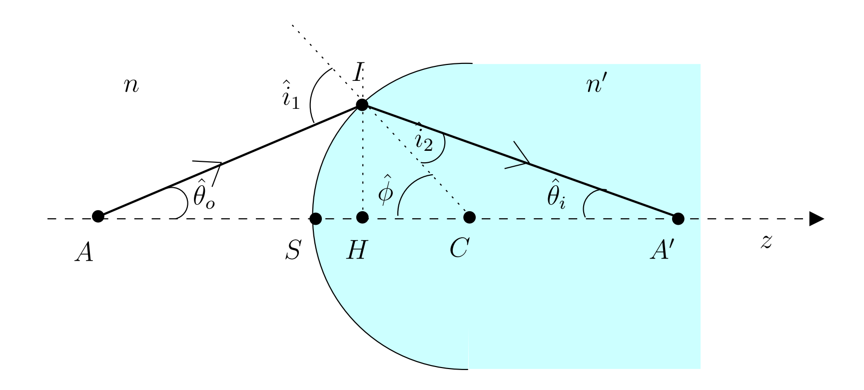
Les système centrés tels que les dioptres sphériques, les miroirs sphériques et les lentilles minces, sont approximativement stigmatiques lorsqu'ils travaillent dans l'approximation de Gauss. C'est-à-dire que tout rayon issu d'un point A de l'axe optique émerge du système

en passant *très* près d'un point A', l'image de A. De même ces systèmes, les conditions de Gauss étant verifiées, sont approximativement *aplanétiques* :
- il existe l'image de tout point hors de l'axe optique
- l'ensemble des points images des points d'un plan perpendiculaire à l'axe optique est lui-même un plan perpendiculaire à l'axe optique (l'image d'un plan perpendiculaire à l'axe optique est un plan perpendiculaire à l'axe optique).

Dans la suite on va déduire la relation qui lie la position de l'image à la position de l'objet pour des systèmes optiques centrés dans l'approximation de Gauss. Cette relation est appelée *relation de conjugaison*.

2.1 Le dioptre sphérique

Un dioptre sphérique est une surface sphérique séparant deux milieux d'indices n et n'.



Conventions et définitions

- La lumière se propage de gauche à droite ;
- z : axe optique (l'un quelconque des diamètres du dioptre) ;
- $\bar{R} = \bar{SC}$: rayon de courbure *algébrique* du dioptre ;
- $p_o = p = \bar{SA}$: distance *algébrique* de l'objet. Si $p < 0$, l'objet est réel et si $p > 0$, l'objet est virtuel.
- $p_i = p' = \bar{SA'}$: distance *algébrique* de l'image. Si $p' > 0$, l'image est réelle et si $p' < 0$, l'image est virtuelle.
- $V = \dfrac{n' - n}{\bar{R}}$: vergence du dioptre ; si $V > 0$ le dioptre est convergent et si $V < 0$ le dioptre est divergent.
- $f_o = f = \bar{SF} = -\dfrac{n}{V}$: distance *algébrique* focale objet ($p' \to \infty$) ;
- $f_i = f' = \bar{SF'} = \dfrac{n'}{V}$: distance *algébrique* focale image ($p \to \infty$) ;

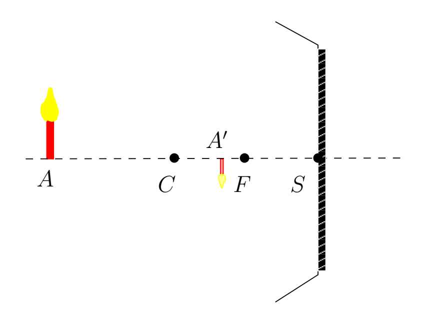
Relation de conjugaison

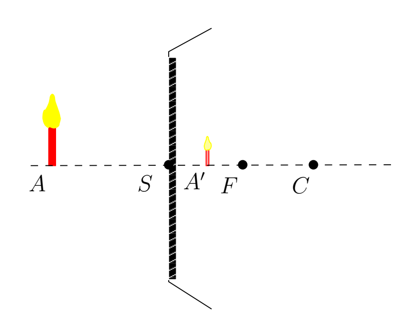
$$\boxed{\frac{n'}{p'} - \frac{n}{p} = V = \frac{n'}{f'} = -\frac{n}{f}}$$

Démonstration.
On considère les triangle AIC et CIA'. On a : $|\hat{i}_1| = |\hat{\theta}_o| + |\hat{\phi}|$ et $|\hat{\phi}| = |\hat{i}_2| + |\hat{\theta}_i|$.
De la loi de Snell-Descartes en approximation de Gauss on a : $n|\hat{i}_1| = n'|\hat{i}_2|$ et donc $n|\hat{\theta}_o| + n'|\hat{\theta}_i| = (n' - n)|\hat{\phi}|$. Or, vu que $|\hat{\theta}_o| \simeq \frac{HI}{|p|}$, $|\hat{\theta}_i| \simeq \frac{HI}{|p'|}$ et que $|\hat{\phi}| \simeq \frac{HI}{|R|}$, en exploitant la définition des distances algébriques, on obtient le résultat.

Remarque : L'avantage d'utiliser les distances algébriques est que l'expression de la relation de conjugaison est la même pour un dioptre convergent ou divergent.

2.2 Le miroir sphérique





Relation de conjugaison

$$\boxed{\frac{1}{p'} + \frac{1}{p} = \frac{1}{f} = \frac{2}{\bar{R}}}$$

où $p = \bar{SA}$, $p' = \bar{SA'}$, $\bar{R} = \bar{SC}$ et $f = f' = \frac{\bar{R}}{2} = \bar{SF}$.

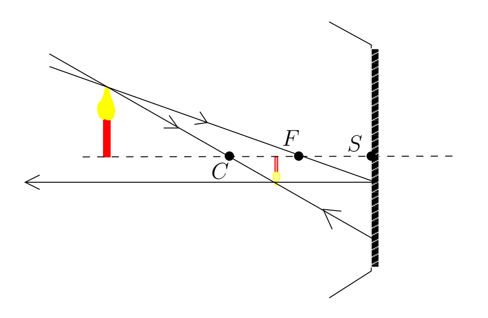
3 Construction des images

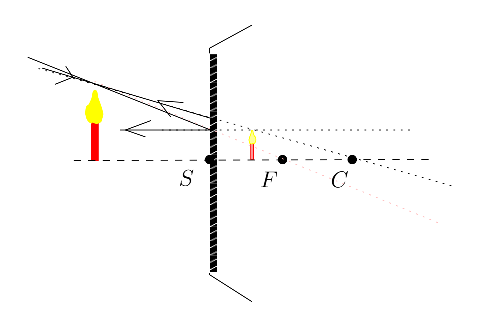
Dioptre sphérique

- Tout rayon issu du centre C n'est pas réfracté ($\hat{i}_i = \hat{i}_2 = 0$).
- Tout rayon issu du foyer objet F est réfracté parallèle à l'axe optique
- Tout rayon incident parallèle à l'axe optique passe par le foyer image F'.

Miroir sphérique

- Tout rayon issu du centre C est rétro-réfléchi ($\hat{i}_i = \hat{r}_2 = 0$).
- Tout rayon issu du foyer objet F est réfléchi parallèle à l'axe optique.
- Tout rayon incident parallèle à l'axe optique est réfléchi vers le foyer image F' ($F' \equiv F$).





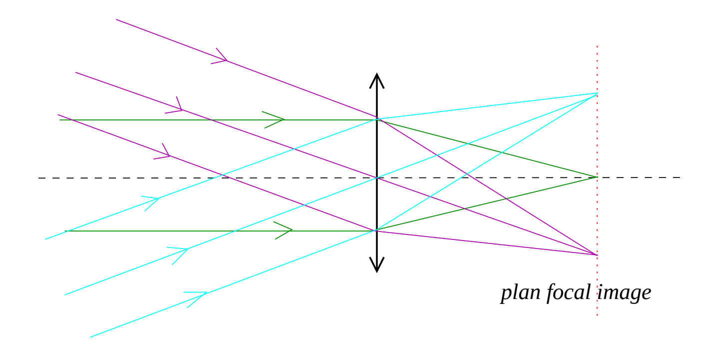
3.1 Compléments à la construction des images

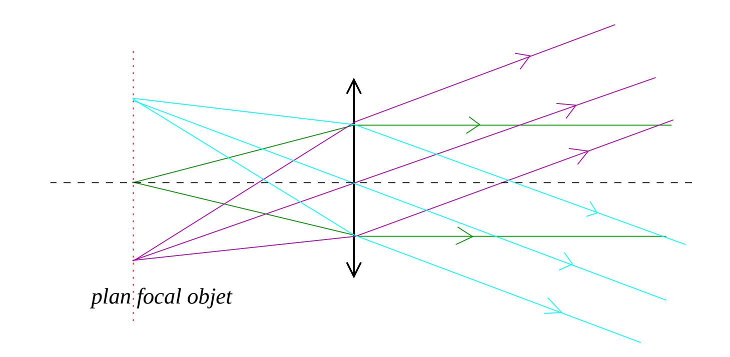
Foyer secondaire image et foyer secondaire objet.

Un foyer image est le point où convergent, après traversée du système optique, les rayons d'un faisceau lumineux parallèles. Il est dit secondaire lorsqu'il est en dehors de l'axe principal. Pareillement on peut définir un foyer secondaire objet, un foyer objet en dehors de l'axe principal.

Plans focaux.

Dans l'approximation de Gauss, l'ensemble des foyers secondaires image et le foyer principal image sont tous situés dans un plan de front appelé plan focal image. Pareillement, l'ensemble des foyers secondaires objet et le foyer principal objet sont tous situés dans un plan de front appelé plan focal objet.





Grandissement transversal.

Soit y la taille transversale d'un objet et y' la taille transversale de son image à travers un instrument optique. On définit le grandissement transversal algébrique γ comme le rapport entre y' et y.

Pour le dioptre sphérique : $\gamma = \frac{n}{n'}\frac{p'}{p}$ et pour le miroir sphérique : $\gamma = -\frac{p'}{p}$.

Cours N° 3 : Les lentilles et l'association de lentilles

1 Les lentilles

1.1 Définition d'une lentille

Une lentille est un milieu transparent d'indice n limité par deux dioptres sphériques ou un dioptre plan et un dioptre sphérique.
Soient e l'épaisseur de la lentille, $\bar{R}_1$ et $\bar{R}_2$ les rayons algébriques des deux dioptres, V_1 et V_2 les vergences des deux dioptres. Alors, on peut démontrer que la vergence V de la lentille est

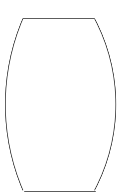
$$V = V_1 + V_2 - \frac{eV_1V_2}{n} = (n-1)\left(\frac{1}{\bar{R}_1} - \frac{1}{\bar{R}_2} + \frac{n-1}{n}\frac{e}{\bar{R}_1\bar{R}_2}\right),$$

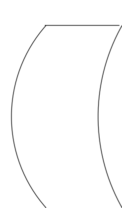
et que les distances focales de la lentilles sont

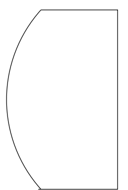
$$\frac{1}{f_i} = -\frac{1}{f_o} = (n-1)\left(\frac{1}{\bar{R}_1} - \frac{1}{\bar{R}_2} + \frac{n-1}{n}\frac{e}{\bar{R}_1\bar{R}_2}\right) = V.$$

Pour les lentilles, on désigne souvent par f la focale image f_i.

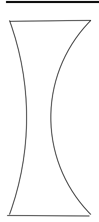
Lentilles convergentes :

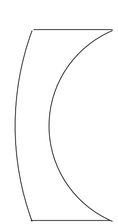

Lentille biconvexe

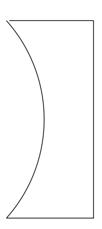

Ménisque convergent


Lentille plan-convexe

Lentilles divergentes :

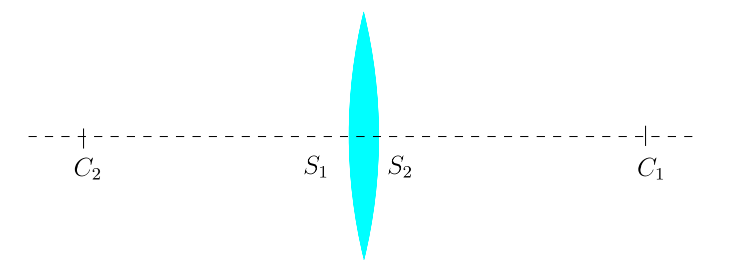

Lentille biconcave


Ménisque divergent


Lentille plan-concave

1.2 Définition d'une lentille mince

Une lentille est une lentille mince lorsque son épaisseur e au sommet S_1S_2 est très petite par rapport au deux rayons R_1, R_2 et à leur différence $|R_1 - R_2|$.



Relation de conjugaison

$$\boxed{\frac{1}{p'} - \frac{1}{p} = V = \frac{1}{f'} = (n-1)\left(\frac{1}{\bar{R}_1} - \frac{1}{\bar{R}_2}\right)}$$

Grandissement transversal : $\gamma = \dfrac{p'}{p}$.

1.3 Construction des images

- Tout rayon passant par le centre C de la lentille n'est pas réfracté.
- Tout rayon issu du foyer objet F est refracté parallèle à l'axe optique
- Tout rayon incident parallèle à l'axe optique passe par le foyer image F'.

Exemples :

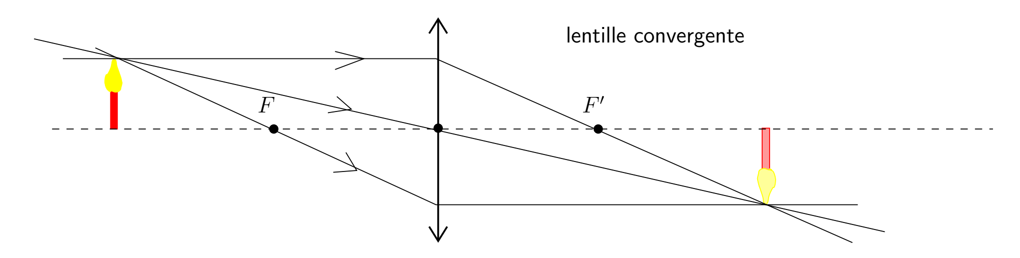


image réelle inversé ($\gamma < 0$)

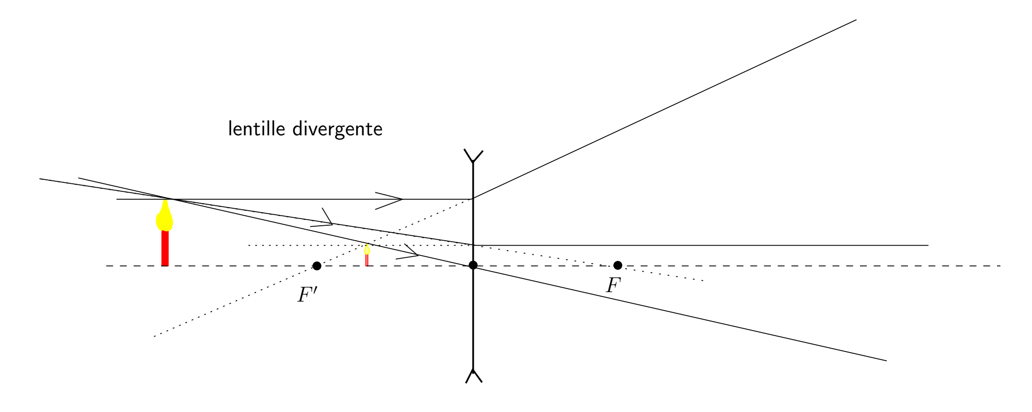
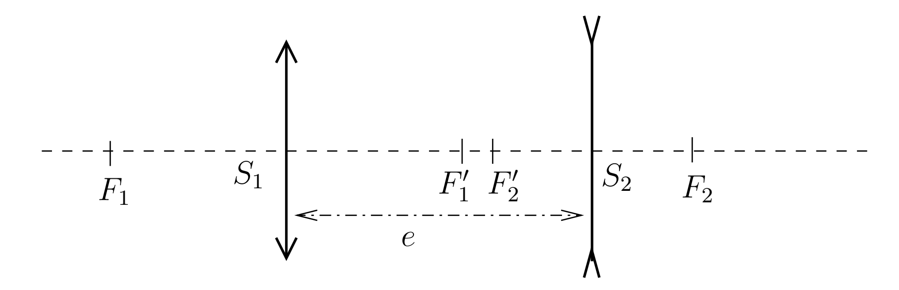


image virtuelle droite ($\gamma > 0$)

2 Doublets de lentilles minces

Un doublet est constitué de deux lentilles minces non accolées. Comme on verra dans la suite, on peut modéliser un grand nombre de systèmes optiques avec cette association.



Si on pose $V_1 = 1/f'_1$ et $V_2 = 1/f'_2$ les vergences des deux lentilles, f'_1 et f'_2 étant les distances focales images des lentilles, S_1 et S_2 leurs sommets et $e = S_1S_2$ la distance entre les lentilles, alors la vergence du système est donnée par la formule de *Gullstrand* :

$$\boxed{V = V_1 + V_2 - eV_1V_2}$$

d'où on deduit la distance focale équivalente

$$\boxed{f' = \frac{f'_1 f'_2}{f'_1 + f'_2 - e}}.$$

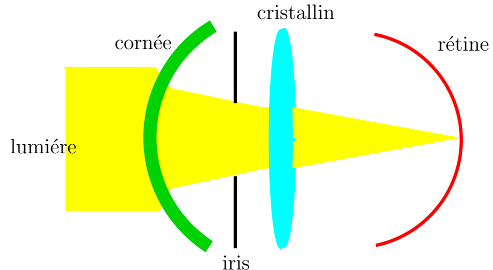
3 Quelques instruments optique

Définition de grossissement.
Le grossissement est défini comme le rapport entre l'angle α' sous lequel est vue l'image formée par l'instrument et l'angle α sous lequel est vu l'objet à l'œil nu : $G = \dfrac{\alpha'}{\alpha}$. C'est un paramètre qui caractérise naturellement les instruments destinés à l'observation d'objets éloignés. Si le système est afocal ($V = 0$), le grossissement est indépendant de la position de l'œil de l'observateur : c'est le *grossisement intrinsèque* G_i.

3.1 Instruments avec une seule lentille

L'œil humain.

Du point de vue optique, l'œil comporte un dioptre sphérique d'entrée (la cornée) suivi de l'humeur aqueuse ($n \simeq 1.336$). Un diaphragme (l'iris) précède le cristallin qui se comporte comme une lentille biconvexe.

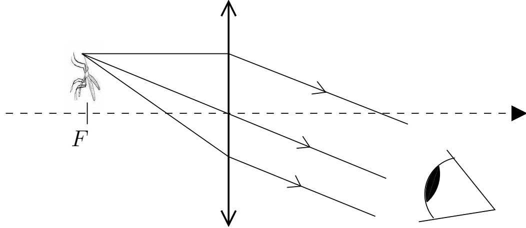


Pour un œil normal, lorsque le cristallin est au repos, les images des objets situés à l'infini se forment sur la rétine : on dit alors que l'œil n'accommode pas. En revanche, lorsque l'œil regarde un objet proche, son cristallin se contracte, ce qui change la distance focale et permet aux images de se former sur la rétine : on dit alors que l'œil accommode.

La distance jusqu'à laquelle on peut rapprocher un objet en percevant une image nette est le *punctum proximum*. Le punctum proximum de l'œil normal est à environ 25 cm.

L'œil *myope* est trop long ou trop convergent. L'œil *hypermétrope* est trop court ou pas

assez convergent. L'œil *astigmate* a des irrégularités de la courbure de la cornée ou du cristallin. L'œil *presbyte* n'a pas la capacité d'accommoder (avec l'age).



La loupe.

La loupe est constituée d' une lentille convergente. Si l'objet est au foyer, alors l'image est renvoyée à l'infini.

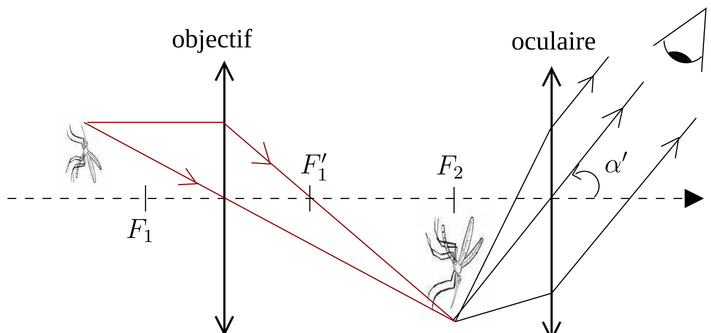
Pour la loupe on définit un *grossissement intrinsèque commercial* G_{ic} en fixant α comme l'angle sous lequel un objet de taille y est vu par un œil normal à la distance $d = 25\,\text{cm}$. On a donc que

$$G_{ic} = \frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{0.25\,\text{m}}{f'\,(\text{en m})}.$$

3.2 Instruments avec un doublet de lentilles

Le microscope.

Le microsope correspond à l'association d'un objectif qui donne d'un objet situé en avant de son foyer objet une image réelle et d'un oculaire qui permet d'observer cette image intermédiaire. Si celle-ci se forme dans le plan focal objet de l'oculaire, l'image finale est située à l'infini.



Pareillement à la loupe, pour le microscope on définit un grossissement intrinsèque commercial G_{ic} de la façon suivante. On fixe α comme l'angle sous lequel un objet de taille y est vu par un œil normal au punctum proximum d : $\alpha = \frac{y}{d} = \frac{y}{25\,\text{cm}}$. Alors, vu que $\alpha' = \frac{y'}{f_2'} = \frac{y}{f'}$, on a :

$$G_{ic} = \frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{0.25\,\text{m}}{f'\,(\text{en m})} = -\frac{0.25\,\text{m}}{|f'|\,(\text{en m})},$$

où f' ($f' < 0$) est la focale image du doublet. On peut montrer aussi que

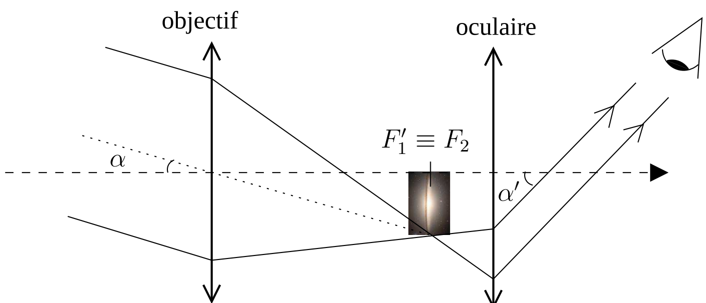
$$G_{ic} = \gamma_{obj} G_{ic_{oculaire}}.$$

Dans le microscope l'image est inversée ($G_{ic} < 0$).

La lunette astronomique.

La lunette astronomique est un instrument afocal qui comporte un objectif convergent de grande distance focale qui donne d'un objet situé à l'infini une image réelle et d'un oculaire convergent de courte distance focale qui permet d'observer à l'œil l'image

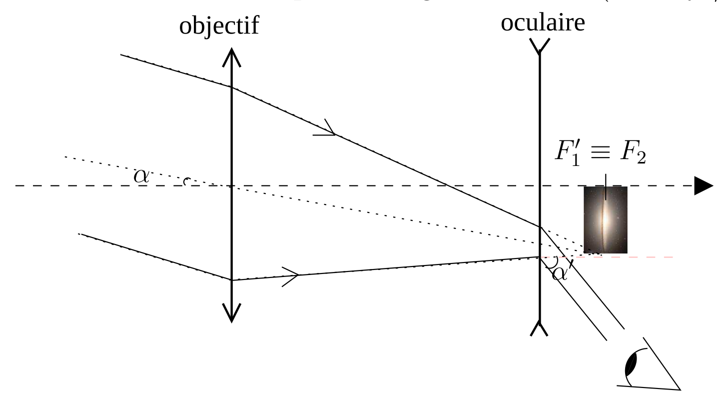
intermédiaire. Si celle-ci se forme dans le plan focal objet de l'oculaire, l'image finale est située à l'infini.



Pour la lunette astronomique le grossissement intrinsèque est $G_i = \dfrac{\alpha'}{\alpha} = \dfrac{f_1}{f_2'} < 0$. L'image est inversée et elle est vue sous un angle plus grand que l'objet.

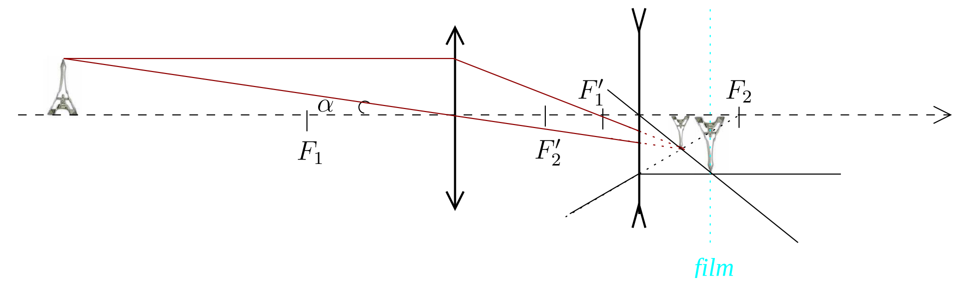
La lunette de Galilée.

La lunette de Galilée est un instrument afocal qui comporte un objectif convergent de grande distance focale qui donne d'un objet situé à l'infini une image réelle et d'un oculaire divergent de courte distance focale qui permet d'observer l'image intermédiaire. Si celle-ci se forme dans le plan focal objet de l'oculaire, l'image finale est située à l'infini. Contrairement à la lunette astronomique, l'image est droite ($G_i = f_1/f_2' > 0$).



Le téléobjectif.

Un objectif photographique de distance focale f' donne d'un objet situé à l'infini et vu sous l'angle α une image de taille $y = \alpha f'$: pour augmenter la taille de l'image il faut augmenter la distance focale mais on augmente ainsi l'encombrement de l'appareil. Dans les téléobjectifs, on place entre l'objectif convergent (focale $f_1' > 0$) et le film une lentille divergente (focale $f_2' < 0$) distante du premier de e. Les valeurs de f_1, f_2, et e sont choisies de telle sorte que la distance focale équivalente soit supérieur à f_1.

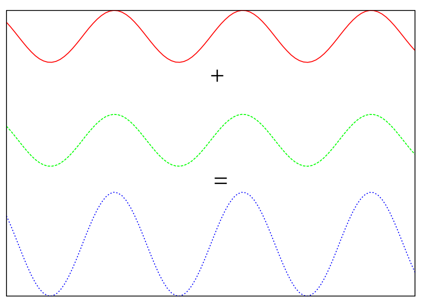


Cours N° 4 : Quelques notions d'optique ondulatoire

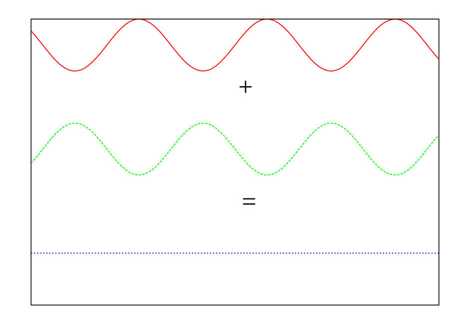
1 Introduction

L'optique géométrique est insuffisante pour expliquer les phénomènes d'*interférence* et de *diffraction* qui sont communs à toutes les ondes.

Phénomène d'interférence : les vibrations de même longueur d'onde et cohérentes (c'est-à-dire présentant une différence de phase constante) s'additionnent. Il y a interférence contructive lorsque les amplitudes des ondes interférant s'ajoutent au point considéré, interférence destructive lorqu'elle se retranchent.

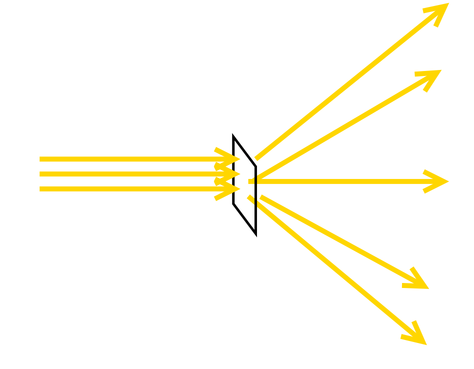


interférence constructive



interférence destructive

Phénomène de diffraction : les rayons lumineux sont déviés lors du passage par une ouverture de petite dimension.



2 Les principes de l'optique ondulatoire

2.1 Propriétés des ondes lumineuses

La lumière se propage dans le vide avec la vitesse $c = 299792458$ m·s^{-1} $\simeq 3 \times 10^8$ m·s^{-1}.
Dans le modèle ondulatoire de la lumière, on associe à toute lumière monochromatique une onde sinusoidale vectorielle

$$\boxed{\vec{E}(M,t) = A(M)\vec{e}\cos(\omega(t - t_M) - \varphi_0)}.$$

– $A(M)$ est l'amplitude de l'onde au point M ;

– ω est la pulsation (ou fréquence angulaire) ;

– $\nu = \omega/(2\pi) = c/\lambda$ est la fréquence $\nu = \omega/(2\pi)$, λ étant la longeur d'onde ;

– φ_0 est la phase au temps $t = 0$ et au point O ;

– t_M est le temps mis par la lumière pour se propager de O à M. La phase de l'onde en M à l'instant t est donc égale à la phase de l'onde en O à l'instant $t - t_M$.

– $\vec{e}$ est la *polarisation.*
La polarisation de la lumière caractérise l'orientation du champ électrique (ou magnétique) dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation. Une onde monochromatique, composée d'une vibration unique, est nécessairement polarisée. On distingue la polarisation *linéaire* (la direction du champ électrique est constante dans le temps), la polarisation *circulaire* (le champ électrique tourne à la fréquence de l'onde) et la polarisation *elliptique* qui est une combinaison simple des deux. La lumière naturelle est non polarisée.

2.1.1 Le retard t_M

Soit s l'abscisse curviligne le long du rayon lumineux allant de 0 à M. Le retard t_M peut être exprimé comme :

$$t_M = \int_{t=0}^{t=t_M} \mathrm{d}t = \int_0^M \frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}s}\,\mathrm{d}s = \int_0^M \frac{1}{v}\,\mathrm{d}s = \frac{1}{c}\int_0^M n(s)\,\mathrm{d}s = \frac{1}{c}L(OM).$$

Donc le temps t_M pour se propager de O en M est mesuré en unité de longueur par le chemin optique $L(OM)$. En faisant apparaître le chemin optique, l'expression du champ électrique décrivant l'onde lumineuse devient :

$$\vec{E}(M,t) = A(M)\vec{e}\cos(\omega t - \varphi_M)$$

où

$$\varphi_M = \varphi_0 + \frac{\omega}{c}L(OM) = \varphi_0 + \frac{L(OM)}{\lambda}$$

est la phase en point M qui depend du rapport entre le chemin optique et la longueur d'onde λ.

2.2 Addition de vibrations monochromatiques (interférence)

2.2.1 Vibrations scalaires

Soit $E_1(t) = A_1\cos(\omega t - \varphi_1)$ et $E_2(t) = A_2\cos(\omega t - \varphi_2)$ deux ondes *scalaires*, c'est-à-dire des ondes qui ne sont caractérisées que par leur magnitude E_1 et E_2. Les phases φ_1 et φ_2 tiennent compte du déphasage de chaque onde accumulé au cours de la propagation de l'onde même. En un point de l'espace, la vibration résultant de leur addition est :

$$E(t) = E_1 + E_2 = \mathcal{R}(A_1e^{i(\omega t-\varphi_1)} + A_2e^{i(\omega t-\varphi_2)}) = \mathcal{R}[(A_1e^{-i\varphi_1} + A_2e^{-i\varphi_2})e^{i\omega t}] = \mathcal{R}(\underline{A}e^{i\omega t})$$

où on a introduit l'amplitude complexe totale $\underline{A} = A_1 e^{-i\varphi_1} + A_2 e^{-i\varphi_2}$.
L'œil et les détecteurs sont sensibles à l'intensité qui est proportionnelle au carré de l'amplitude. On a alors :

$$I \propto A^2 = \underline{A}\underline{A}^* = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2).$$

2.2.2 Vibrations vectorielles

Soit $\vec{E}_1(t) = A_1\vec{e}_1\cos(\omega t - \varphi_1)$ et $\vec{E}_2(t) = A_2\vec{e}_2\cos(\omega t - \varphi_2)$ deux ondes vectorielles, où $\vec{e}_1$ et $\vec{e}_2$ sont les vecteurs unitaires qui caractérisent la polarisation des deux vibrations. La vibration résultant de leur addition est :

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \mathcal{R}(A_1\vec{e}_1 e^{i(\omega t - \varphi_1)} + A_2\vec{e}_2 e^{i(\omega t - \varphi_2)}) = \mathcal{R}[(A_1\vec{e}_1 e^{-i\varphi_1} + A_2\vec{e}_2 e^{-i\varphi_2})e^{i\omega t}] = \mathcal{R}(\underline{\vec{A}} e^{i\omega t})$$

où on a introduit l'amplitude vectorielle complèxe $\underline{\vec{A}} = A_1\vec{e}_1 e^{-i\varphi_1} + A_2\vec{e}_2 e^{-i\varphi_2}$.
On a alors :

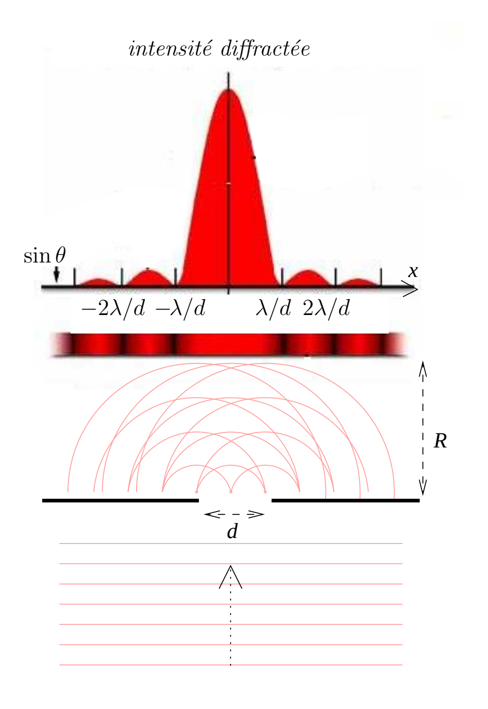
$$I \propto \underline{\vec{A}} \cdot \underline{\vec{A}}^* = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2(\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2)\cos(\varphi_1 - \varphi_2).$$

2.3 Le principe de Huygens-Fresnel

Huygens (1678) : La lumière se propage de proche en proche. Chaque élément de surface atteint par elle se comporte comme une source secondaire qui émet des ondelettes sphériques.
Fresnel (1818) : L'amplitude complexe de la vibration lumineuse en un point est la somme des amplitudes complexes des vibrations produites par toutes les sources secondaires.

2.4 La diffraction

Considérons le cas d'une onde plane (rayons issus de l'infini) se propageant selon Oz. On place dans le plan xOy perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde une fente de largeur d. Lors du passage de l'onde à travers la fente, chaque point de la fente peut être considéré comme une source secondaire (principe de Huygens). La vibration résultant sera donnée par l'addition (interférence) de toutes les sources secondaires (une infinité) qui constituent la fente. Suivant la direction de l'écart angulaire θ par rapport l'axe de la fente, on observera une interférence constructive ou destructive. L'intensité diffractée peut s'écrire



$$I(x) = I_0\left(\frac{\sin[h(x)]}{h(x)}\right)^2$$

où $h(x) = \pi d\,x/(\lambda R)$ et I_0 est une constante. La position des minimums (interférence destructive) est déterminée par $h(x) = j\pi$, avec $j = \pm1, \pm2, \ldots$.
En fonction de l'angle θ on obtient la relation :

$$\sin\theta_j = j\frac{\lambda}{d}.$$